



TITLE:

# 乱流境界層風洞の数値シミュレーション

AUTHOR(S):

丸山, 敬

---

CITATION:

丸山, 敬. 乱流境界層風洞の数値シミュレーション. 日本建築学会構造系論文報告集 1992, 437: 135-141

ISSUE DATE:

1992-07

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/244029>

RIGHT:

© 1992 一般社団法人日本建築学会; 発行元の許可を得て掲載しています。

【論 文】

日本建築学会構造系論文報告集 第 437 号・1992 年 7 月  
Journal of Struct. Constr. Engng, AIJ, No. 437, July, 1992

# 乱流境界層風洞の数値シミュレーション NUMERICAL SIMULATION OF TURBULENT BOUNDARY LAYER WIND TUNNEL

丸 山 敬\*  
Takashi MARUYAMA

A boundary layer wind tunnel was simulated numerically. The three-dimensional simulation method of turbulent boundary layer over rough surfaces using a refined  $k-\epsilon$  turbulence model was examined and its applicability was shown by comparing the numerical results with the experimental data. Using the simulating method described here, wind characteristics over rough surfaces and the effect of incident flows on a square cylinder were examined numerically. The good applicability of the simulation results indicates that these preliminary calculations could be a powerful tool in the design of actual wind tunnel tests and the inlet conditions having various wind characteristics can be created by this method.

**Keywords :** wind tunnel test, three-dimensional numerical simulation, turbulent boundary layer,  $k-\epsilon$  turbulence model

風洞実験, 数値シミュレーション, 乱流境界層,  $k-\epsilon$  乱流モデル

## 1. はじめに

近年, コンピューターおよび計算技術の進歩に伴い, 建築の分野でも流体の数値計算を用いた研究が数多く見られるようになってきた。これまで, 単純な形状を持った物体については, かなり詳しい計算が可能になってきているが, 物体の形状あるいは接近流の気流性状自体が複雑な場合には, 平均的な物理量の予測が一部で実用段階に達しているのを除けば, 大部分はいまだ研究段階と言って良いと思われる。現在, 構造物の耐風設計に必要な風圧力や振動性状あるいは建築物周辺の風環境予測のための風洞実験は, 地表面付近の自然風を想定した乱流境界層中で行われることが多い。この乱流境界層を数値計算で発生させる場合, 流入気流性状, 圧力勾配, 境界条件等が問題になる。特に, 地表面境界条件は計算結果に大きな影響を及ぼし, その与え方によって地表面付近の気流性状が左右される。風が問題となるような建物は, 市街地に建つ場合が多いが, 市街地では地表面に建物等, 多くの凹凸があり, これら粗度要素の影響をいかに計算に取り込むかが重要な課題となる。筆者らは, この点について一連の研究を行っており, これまで, 計算方法, 乱流モデル, 解析領域, メッシュ分割, 境界条件等について検討してきた<sup>1)~3)</sup>。また, 千鳥状配列立方体粗度ブ

ロックを用いた粗面について, 粗度形状と抵抗係数および長さスケールの関係を求め<sup>4), 5)</sup>, 粗度形状の違いや流れ方向粗度変化に伴う気流性状の変化<sup>6)</sup>を 2 次元計算によって調べた。本報では, これらの成果を 3 次元計算に拡張して風洞内に発達する乱流境界層の数値シミュレーションに適用し, 実験結果との比較によってその有効性を確かめる。また, 直方体を用いた簡単な数値風洞実験を行い, 数値風洞への応用を考察した。

## 2. 解析方法

### 2.1 概 要

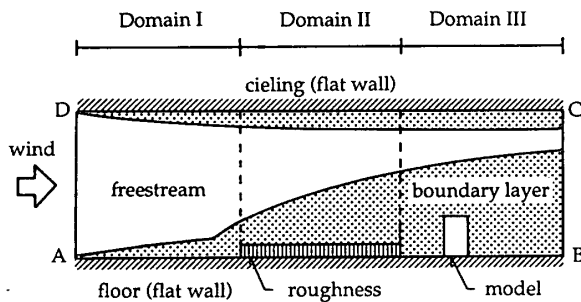
はじめに, 風洞内の気流性状に応じた領域分割による解析方法を検討する。乱流境界層を用いた風洞実験では, 図-1 に示すように模型の風上側に置かれたラフネスによって乱流境界層を発達させ, 接近流の気流性状を粗度形状によって制御する。風洞内は, 流入口 AD から流出口 BC に向かって, 以下のように気流性状の異なる 3 つの領域に大別できる。

領域 I : 粗度の風上側の領域で, 形状は最も単純である。床, 壁, 天井はいずれも滑面であり, この領域の解析手法は基本的にチャンネル流れと同じである。計算を行う際は, 壁面境界条件の取り方が最も重要となるが, 他の

本報の一部は Eighth International Conference on Wind Engineering, 1991. 7, London, Canada において発表した。

\* 京都大学防災研究所 助手・修士(工学)

Research Assoc., Disaster Prevention Research Institute, Kyoto Univ., M. Eng.



図一 乱流境界層風洞における実験の概略図

領域Ⅰに比べると計算にとって流れの性質は良い。

領域Ⅱ：ラフネスがある領域で、乱流境界層が発達し、気流性状は粗度形状の影響を大きく受ける。したがって、この領域では粗度要素の影響をいかに計算に取り込むかに解析の成否がかかってくる。

領域Ⅲ：実験対象となる建物、橋、地形模型等が置かれる領域で、詳細な解析が要求される。解析精度は対象物の形状、研究の目的等により変化し、さまざまな手法が考えられる。例えば、 $k-\varepsilon$  2 方程式乱流モデル（以後、 $k-\varepsilon$  モデルと呼ぶ）による直方体周りの 3 次元定常流れ場の解析<sup>7)</sup>や、LES による立方体周りの非定常流れ場の解析<sup>8)</sup>が挙げられる。また、角柱周りの詳細な渦構造を調べるために、非圧縮性ナビエ・ストークス方程式を用いた直接計算<sup>9)</sup>が挙げられる。この直接法によれば、乱流のモデル化による誤差を回避できるが、計算量はかなり多くなってしまう。

本報では、まず領域Ⅰ、Ⅱの解析手法の開発に主眼を置く。領域Ⅲに関しては簡単な適用例を示し、数値風洞への応用を考察することにして、以下のような方針で解析を行うことにした。

- ①：領域Ⅰ、Ⅱでは、2 次流の計算等、詳細な解析は行わないとし、定常流れ場の計算を行う。
- ②：領域Ⅱの粗度要素付近の 3 次元流れの詳細な解析は行わないとし、時空間平均量を計算する。
- ③：領域Ⅲでは、直方体周りの 3 次元定常流れ場の解析を行う。

この結果、乱流モデルには粗度形状および体積変化を考慮した  $k-\varepsilon$  モデルを採用し、計算方法、解析領域、メッシュ分割、境界条件等は、それぞれ、領域に応じて適当な手法を選択する。以下に詳細を述べる。

## 2.2 乱流モデル

用いた乱流モデルは、標準型  $k-\varepsilon$  モデルに粗度要素の影響を新たにモデル化して付け加え、粗度形状を抵抗係数および長さスケールで計算に取り込み、粗度要素の体積変化も取り扱えるように改良を加えたもので<sup>4)</sup>、3 次元について以下のように与えられる。

[連続の式]

$$\frac{\partial G U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

[平均流の輸送方程式]

$$G \frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial G U_i U_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial G P}{\partial x_i} - \frac{\partial G \overline{U_i U_j}}{\partial x_j} - G F_{xi} \quad (2)$$

[ $K$  の輸送方程式]

$$G \frac{\partial K}{\partial t} + \frac{\partial G U_j K}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\nu_t}{\sigma_K} \frac{\partial G K}{\partial x_j} \right) + G(S - \varepsilon + F_K) \quad (3)$$

[ $\varepsilon$  の輸送方程式]

$$G \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial G U_j \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial G \varepsilon}{\partial x_j} \right) + G \frac{\varepsilon}{K} (C_{1\varepsilon} S - C_{2\varepsilon} \varepsilon + F_\varepsilon) \quad (4)$$

また、

$$S = -\frac{\overline{U_i U_j}}{G} \frac{\partial G U_i}{\partial x_j} \quad (5)$$

$$\overline{U_i U_j} = -\frac{\nu_t}{G} \left( \frac{\partial G U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial G U_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} K \delta_{ij} \quad (6)$$

$$F_{xi} = C_{fi} a_{xi} U_i |U_i| / 2 \quad (7)$$

$$F_K = U_i F_{xi} \quad (8)$$

$$F_\varepsilon = C_{pe} K^3 / L \quad (9)$$

$$\left. \begin{aligned} C_D &= 0.09, & \sigma_K &= 1.0, & \sigma_\varepsilon &= 1.3, \\ C_{1\varepsilon} &= 1.44, & C_{2\varepsilon} &= 1.92 \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

ここで、 $i, j, k = 1, 2, 3$ 、添字の繰り返しは総和をとり、 $\delta_{ij}$  はクロネッカーのデルタである。また、各係数およびモデル定数の値は、ラフネスが有る所で各粗度形状に対応する値を与え、ラフネスが無い所では、 $F_{xi} = F_K = F_\varepsilon = 0.0$  とした。ラフネスが無いとき、乱流モデルは標準型  $k-\varepsilon$  モデルと一致する。変数および係数の意味は以下のとおりである。

$a_{xi}$  :

単位空間あたりの粗度要素の  $x_i$  軸方向見付け面積  
単位空間あたりの流体体積

$C_{fi}$  : 粗度要素の  $x_i$  軸方向抵抗係数

$C_{pe}$  : モデル係数

$G$  : 単位空間あたりの流体体積

$K$  : 単位流体体積あたりの時間平均乱流エネルギー

$L$  : 粗度要素の  $x_i$  軸方向見付け幅

$P$  : 単位流体体積あたりの時間平均圧力

$t$  : 時間

$U_i$  : 単位流体体積あたりの  $x_i$  軸方向時間平均風速

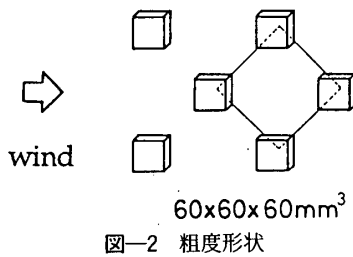
$U_1 = U, \quad U_2 = V, \quad U_3 = W$

$x_i : x_1 = x, \quad x_2 = y, \quad x_3 = z$

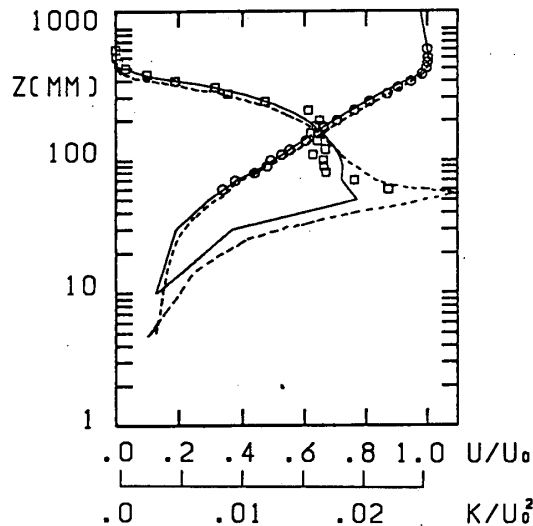
$\varepsilon$  : 単位流体体積あたりの時間平均エネルギー消散率

$\nu_t$  : 渦動粘性係数 ( $= C_\mu K^2 / \varepsilon$ )

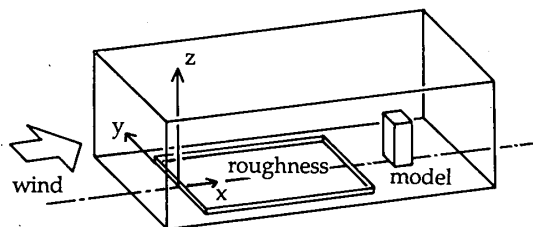
$\rho$  : 空気密度



図—2 粗度形状



図—3 3次元計算結果と2次元および実験結果との比較,  $x = 7.44$  (m),  $y = 0.0$  (m),  $G = 0.875$ ,  $C_{f1} = 1.90$ ,  $a_x = 2.31$  (1/m),  $C_{f2} = 0.0$ ,  $a_z = 0.0$  (1/m),  $C_{pe} = 2.5$ : 実験値,  $\bigcirc$ ,  $U$ ;  $\square$ ,  $K$ ; 計算結果, —, 3次元; ---, 2次元,  $U_0$ , 基準風速



図—4 実験の配置と座標系

## 2.3 領域分割および境界条件

計算は2.1に述べたように各領域ごとに行った。変数配置は staggered mesh 系を用い、メッシュ分割は計算領域の形状と、要求される解析精度に応じて選んだ。領域Ⅰの流入境界には一様流:  $U = 1.0$ ,  $V = W = 0.0$ ,  $K = 1.0 \times 10^{-5}$ ,  $\epsilon = 6.21 \times 10^{-7}$ , を与え、固体壁面に対しては壁面境界条件<sup>付録1)</sup>を用い、滑面上に乱流境界層を発達させた。流出境界では自由流出条件<sup>付録2)</sup>を用いた。領域Ⅱの流入境界には領域Ⅰの、領域Ⅲには領域Ⅱの計算結果をそれぞれ用いた。領域Ⅱ、Ⅲの固体壁面に対しては壁面境界条件を、流出境界には自由流出条件を用いた。領域Ⅱにおいてラフネスの体積変化がある部分では、ラフネスの体積変化の割合に応じて粗度要素表面に壁面境界条件を適用した<sup>付録3)</sup>。なお、解析領域、メッシュ分割、境界条件等の詳しい検討は文献<sup>3)</sup>を参照されたい。

## 2.4 計算方法およびラフネスパラメータ

計算には ABMAC 法、時間に関して Euler スキーム、空間に関して2次精度の中心差分(ただし、 $K$ ,  $\epsilon$  に関して移流項は風上差分)を用いた。

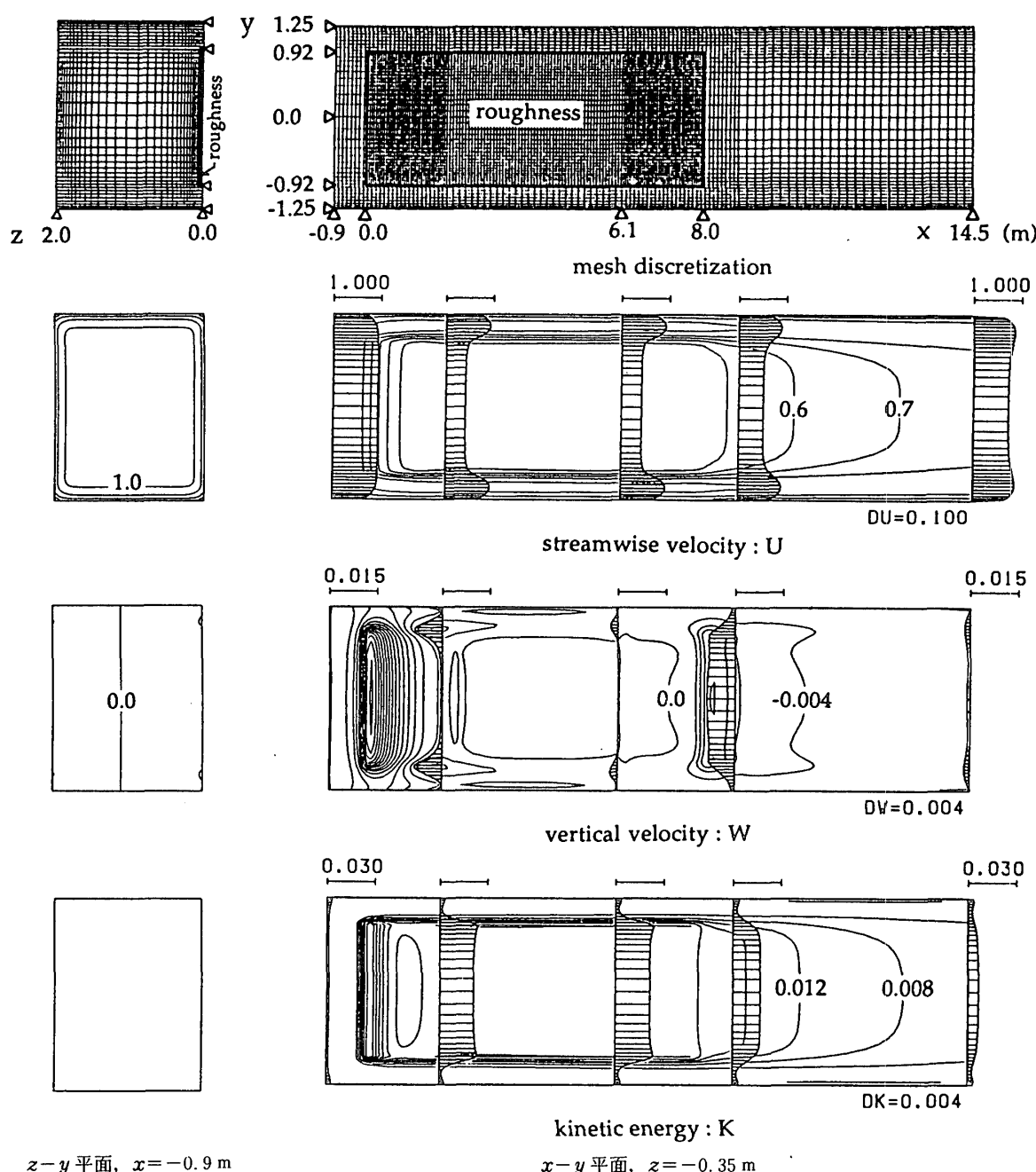
乱流モデル中に現れる抵抗係数  $C_{fi}$  およびモデル係数  $C_{pe}$  (以後両者をまとめてラフネスパラメータと呼ぶ)の値は、2次元の計算結果から得られた値を用いた。2次元計算と3次元計算の差をチェックするために、図—2に示すような粗度形状に対して3次元計算を行い、2次元計算および風洞実験結果<sup>4)</sup>との比較を行った。ラフネスの風洞内配置、メッシュ分割、境界条件を全く同じにした場合の計算結果を図—3に実験結果と共に示す。計算および実験結果は2次元との対応を考え、風洞中心軸上 ( $y = 0$  m) の値を比較した。座標系は図—4に示すようにラフネスの風上端中央を原点に取ってある。図—3より、3次元の計算結果は実験結果を良く再現し、2次元の計算結果とも良く対応している。また、ここで示したラフネス以外の粗度形状に対しても、2次元計算と3次元計算の比較を行ったが、大きな差は生じなかった。これより、2次元計算の結果から得られたラフネスパラメータの値を用いて3次元計算ができると考え、以下の計算に用いた。

## 3. 計算結果と考察

### 3.1 乱流境界層のシミュレーション

領域Ⅱ、Ⅲの3次元計算例を図—5、6に示す。ラフネスは図—2と同じものを用い、領域Ⅲには実験対象となる模型が無い場合を想定している。図—5、6より風洞内の乱流境界層の発達の様子がわかる。ラフネスの風上端では風速の鉛直上方成分が増加し、また、多くの乱流エネルギーが生じている。乱流エネルギーは境界層の発達とともに上方に拡散し、上空の乱れが増加している。ラフネスの風下側では床面の抗力が小さくなるので、風速の鉛直下方成分がラフネスの風下端で増加し、また、床面付近の  $x$  軸方向成分が下流に行くに従って増加する。ラフネスは風洞側壁まで敷き詰められていないので、床面両隅のラフネスが無い部分では風速が中心部よりも大きくなっている。

このように、粗度形状とそれに対応するラフネスパラメータの値がわかれば風洞内における乱流境界層の発達の様子が計算できる。したがって、実際の風洞実験に先だって、希望する気流性状を持った乱流境界層を作り出すために必要な粗度形状と風洞内におけるラフネスの配置方法を予測することができる。また、種々の気流性状を持った乱流境界層を計算で作成し、他の計算の流入気流条件として用いることができる。次節でその一例を示す。



図—5 3次元計算結果の分布図およびプロファイル

### 3.2 3次元数値風洞実験

領域Ⅲに直方体を設置する場合を想定し、3次元定常流れ場の数値実験を行う。領域Ⅲにおけるメッシュ分割および直方体の位置を図—7に示す。種々のラフネスパラメータを用い、また、ラフネスの位置を変えた計算結果から、種々の気流性状を持った乱流境界層を数値風洞内に発達させ、その結果を流入条件として用いた。一例として、図—8に示すように、厚さが同じで、気流性状の異なる3つの接近流 flow A, B, Cを用い、風速勾配および乱れの分布形状の違いによる変化を調べた。対応する直方体の風上側壁面平均風圧分布形状を図—9に示す。図中の風圧係数  $C_p$  の値は、図—7に示すように、領域Ⅲの流入境界における中心軸上の直方体高さにお

る基準速度圧  $q = \rho U_0^2 / 2$  および静圧  $p_0$  によって式 (11) のように求めた。

$$C_p = \frac{p - p_0}{q} \dots\dots\dots (11)$$

ここで、 $p$  は直方体壁面における静圧である。図—9より、平均風圧分布形状は接近流によって変化し、flow A, B, C と風速勾配が急になるに従って、圧力の高い領域が上方に移動し、その最高値も大きくなるのがわかる。この結果は他の実験結果<sup>10)</sup>とも定性的に一致する。

ここで、流入条件として用いた3つの接近流 flow A, B, C は、それぞれ、滑面、千鳥状配列立方体粗度ブロックを用いた粗面 ( $G=0.025$ )、同粗面 ( $G=0.25$ ) 上に発達させたもので、ラフネスの吹送距離は flow B で



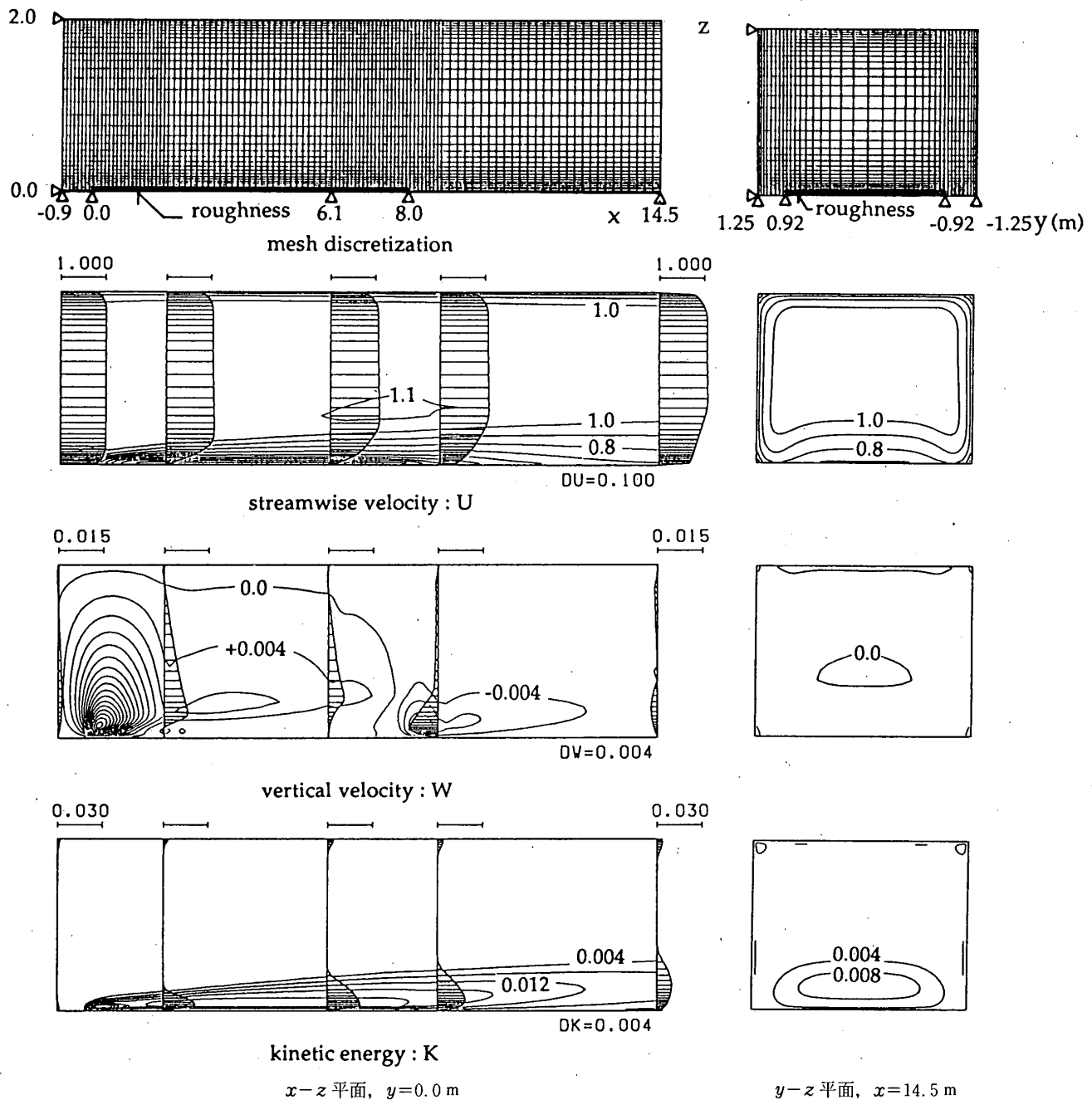


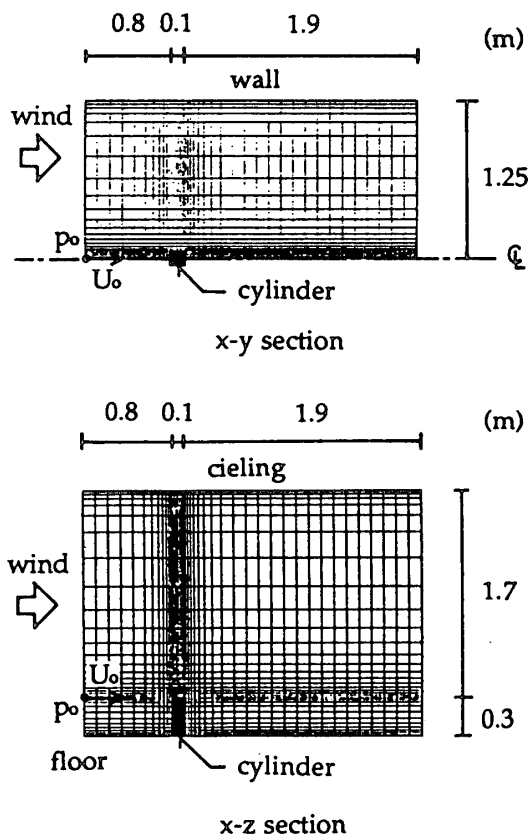
図-6 3次元計算結果の分布図およびプロファイル

18.2 m, Cで7 mである。Aでは境界層の厚さがすぐには厚くならないので、周期境界条件を使った。このように、吹送距離が長くて実際の風洞ではなかなか作り出すことができないような気流性状も計算では作り出すことができ、数値風洞ではそのような条件のもとで実験ができる。また、高次の乱流モデルを用いれば、より詳しい3次元流れ場の解析に応用できる。ただし、ここで示した計算手法は定常流れ場しか計算できないので、LESや直接法など非定常流れ場の解析に用いるためには、何らかの統計的な手法を用いて、時系列データに変換する必要がある。

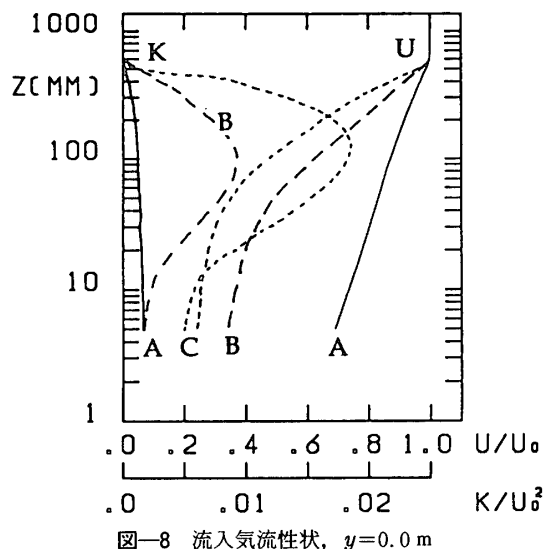
#### 4. まとめ

本報では、粗度形状および体積変化を考慮した  $k-\varepsilon$  2 方程式乱流モデルを用いた高レイノルズ数定常流れ場の解析手法を3次元計算に拡張し、風洞内に発達する乱流境界層の数値シミュレーションに適用した。3次元計算と2次元および実験結果との比較により、本報で示した計算手法が有効であることを確かめ、直方体を用いた簡単な数値風洞実験によって、数値風洞への応用を検討した。得られた結果を以下にまとめる。

- 1) 粗度形状とそれに対応するラフネスパラメータの値がわかれば、ラフネス上の乱流境界層の発達の様子が計算できる。
- 2) 本手法を用いれば、実際の乱流境界層を用いた風洞



図—7 領域Ⅲにおける直方体の位置およびメッシュ分割

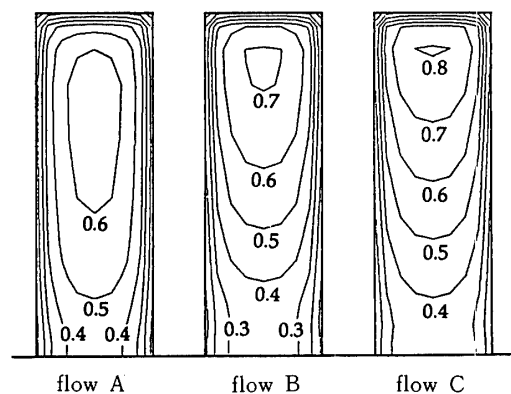


図—8 流入気流性状,  $y=0.0$  m

実験に先だって、実験結果の予測を行うことができ、補完的な道具としての利用が大いに期待できる。

3) 実際の実験が困難な数値実験を行う場合に、流入気流条件として用いる種々の気流性状を計算で発生させることができる。

ここで、建物等、物体周りの数値風洞実験に関しては、高次の乱流モデルを用いることによって、より詳しい3次元流れ場の解析が期待できる。ただし、本手法を用いて作り出すことのできる種々の気流性状は、定常流れ場の値であるため、その結果をLESや直接法など非定常流れ場の解析に応用するためには、何らかの統計的な手



図—9 接近流の気流性状の違いによる風上側壁面における平均風圧分布の変化

法を用いて、時系列データに変換する必要がある、今後の課題である。

### 謝 辞

数値計算を行うにあたり、京都大学助手平岡久司氏から有用な意見を数多くいただいた。ここに記して謝意を表する。なお、本研究の一部は文部省科学研究費の援助を受けて行われたものである。

### 参考文献

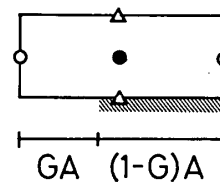
- 1) 平岡久司, 丸山 敬, 中村泰人・桂 順治: 植物群落内および都市キャノピー内の乱流モデルに関する研究 (その1) 乱流モデルの作成, 日本建築学会計画系論文報告集, 第406号, pp.1~9, 1989.12.
- 2) 平岡久司, 丸山 敬, 中村泰人・桂 順治: 植物群落内および都市キャノピー内の乱流モデルに関する研究 (その2) 実験データとの比較によるモデルの検証, 日本建築学会計画系論文報告集, 第416号, pp.1~8, 1990.10.
- 3) 丸山 敬: 粗面上に発達する乱流境界層の  $k-\epsilon$  モデルによるシミュレーション (その3: 境界条件による変化), 第5回生研 NST シンポジウム講演論文集, pp.9~12, 1990.2.
- 4) 丸山 敬: 粗度要素の抵抗および体積変化を考慮した  $k-\epsilon$  モデルによる乱流境界層の数値計算, 日本建築学会構造系論文報告集, 第404号, pp.75~81, 1989.10.
- 5) 丸山 敬: 粗面上に発達する乱流境界層の数値シミュレーション (その2: 市街地のように粗度形状が複雑な場合), 日本風工学会誌, Vol.47, pp.81~82, 1991.4.
- 6) 丸山 敬: 粗面上に発達する乱流境界層の数値シミュレーション, 第11回風工学シンポジウム, pp.203~208, 1990.12.
- 7) 例えば, Paterson, D. A and C. J. Apelt: Computation of wind flows over three-dimensional buildings, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol.24, pp.193~213, 1986.
- 8) 例えば, Murakami, Shuzo and A. Mochida: Three-dimensional numerical simulation of air flow around a cubic model by means of large eddy simulation, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol.25, pp.291~305, 1987.
- 9) 例えば, Tamura, Tetsuro and K. Kuwahara, Numeric-

al study of aerodynamic behavior of a square cylinder,  
Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodyna-  
mics, Vol. 33, pp. 161~170, 1990.

- 10) 亀井 勇, 吉田正昭, 本郷 剛: 風の垂直分布を考慮せ  
る角柱の風速分布に関する研究, 日本建築学会大会学術  
講演梗概集, pp. 275~276, 1970. 9.

#### 付 録

- 1) 壁面境界条件: ここでは, 壁面境界上で法線方向の風速  
成分が零, 法線方向の勾配  $\partial/\partial n$  について, 接線方向の  
風速成分に関してはべき法則 (べき指数 1/7) が成り立  
つとし, 他の変数に関しては零となるように仮想セルに  
おける各変数の値を与える。ε に関しては壁面第 1 セル  
で対数法則が成り立つとし, 壁面からの距離  $\Delta z$  と  $K$  を  
用いて  $\varepsilon = K^{3/2} C_D^{1/4} / (0.4 \Delta z)$  とする。
- 2) 自由流出条件: ここでは, 法線方向の勾配  $\partial/\partial x$  が零と  
なるように仮想セルにおける  $U, V, W, P, k, \varepsilon$  の値を  
与える。



図—a ラフネス上面に接するセル, ○,  $U$ ; △,  $W$ ; ●,  $V, P, K, \varepsilon$

- 3) ラフネスの体積変化がある部分においてラフネス上面に  
接するセルを図 a に示す。このセルの下面面積を  $A$  とす  
ると, 下面のうち  $GA$  が下層の流体部分と,  $(1-G)A$  が  
ラフネス上面に接している。そこで, このセル内での差  
分計算に際して, 下面のうち  $1-G$  の割合で固体壁面が占  
めるとし, その分については壁面境界条件を用いた。

(1991 年 10 月 9 日原稿受理, 1992 年 4 月 15 日採用決定)